

КОРРЕЛЯЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В МОДЕЛИ С ОБРАЗОВАНИЕМ СТРУННЫХ КЛАСТЕРОВ В pp -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ LHC

С. Н. Белокурова *, *В. В. Вечернин* **

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В рамках модели со слиянием струн и образованием струнных кластеров изучены корреляции между множественностями в двух разделенных по быстроте окнах в pp -столкновениях при энергиях LHC и проведено сравнение полученных результатов с данными коллаборации ALICE в ЦЕРН. Моделирование проводится в рамках монте-карловской реализации модели цветных кварк-глюонных струн. Эффекты слияния струн учитываются путем введения конечной решетки в плоскости прицельного параметра. Рассчитана зависимость коэффициента корреляции между множественностями в двух быстротных окнах наблюдения от расстояния между этими окнами для четырех значений их ширины и трех значений начальной энергии. Показано, что модель со струнными кластерами описывает основные черты поведения коэффициента корреляции: его увеличение с ростом начальной энергии, уменьшение при увеличении быстротного расстояния между окнами наблюдения и нелинейную зависимость от самой ширины быстротного окна.

Within the framework of the model with string fusion and the formation of string clusters, the correlations between multiplicities in two separated rapidity windows in pp collisions at LHC energies were studied and the results obtained were compared with data from the ALICE Collaboration at CERN. The simulation is carried out within the framework of a Monte Carlo implementation of the colour quark-gluon string model. String fusion effects are taken into account by implementing a finite lattice in the plane of the impact parameter. The dependence of the correlation coefficient between multiplicities in two rapidity observation windows on the distance between these windows is calculated for four values of their width and three values of initial energy. It is shown that the model with string clusters describes the main features of the behavior of the correlation coefficient: its increase with increasing initial energy, decrease with increasing rapidity distance between observation windows, and nonlinear dependence on the width of the rapidity window.

PACS: 12.40.-y; 25.75.-q

* E-mail: sveta.1596@mail.ru

** E-mail: v.vechernin@spbu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что исследование корреляций и флуктуаций различных физических наблюдаемых в процессах множественного рождения частиц при высоких энергиях позволяет получить информацию о самом начальном этапе взаимодействия адронов, отвечающем наибольшей плотности образующейся кварк-глюонной материи.

Настоящее исследование выполнено в рамках модели кварк-глюонных (цветных) струн [1, 2] — феноменологической модели, которая используется для количественного описания процессов в мягкой области сильного взаимодействия с малыми передачами импульса, в которой невозможно провести расчеты по теории возмущения КХД. В этом подходе используется имеющее качественное обоснование в рамках КХД представление о струнах как о трубках цветового потока [3, 4].

В этой модели предполагается, что взаимодействие происходит в два этапа. На первом этапе в результате процессов пересоединения цвета образуются трубки цветового потока, называемые струнами. На втором этапе в результате адронизации этих струн образуются наблюдаемые адроны.

При большой плотности струн в поперечной плоскости, например, при ядро-ядерных столкновениях и/или сверхвысоких энергиях ЛНС, необходимо учитывать взаимодействие между ними [5, 6]. Для случая взаимодействия тяжелых ядер М. А. Брауном и К. Пахаресом была предложена [7, 8] модель слияния (перколяции) первичных струн до начала их фрагментации как способ учета процессов взаимодействия между ними.

Позднее была предложена [9–11] простая дискретная версия этой модели для упрощения рассмотрения процессов слияния струн. В этой простой модели поперечная плоскость разделена на ячейки площадью порядка площади поперечного сечения струны (радиус сечения струны $r_{str} \sim 0,2-0,3$ фм). Если центры двух струн находятся в одной ячейке, мы предполагаем, что они сливаются.

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ И СИЛЬНОИНТЕНСИВНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

В качестве одного из инструментов для исследования процессов слияния струн было предложено исследование так называемых корреляций вперед–назад (FB) между наблюдаемыми величинами для частиц, зарегистрированных в двух интервалах быстрот, разделенных интервалом.

Обычно эти два быстротных интервала (наблюдательных окна) выбираются симметрично, один в передней, а другой в задней полусфере реакции. В качестве наблюдаемых величин, F и B , обычно выбирают множественность (число) частиц, n_F и n_B , с быстротами, попадающими

в выбранные интервалы, и средний поперечный импульс этих частиц в данном событии, p_t^F и p_t^B ,

$$p_t^F = \frac{1}{n_F} \sum_{i=1}^{n_F} |\mathbf{p}_t^i|, \quad p_t^B = \frac{1}{n_B} \sum_{i=1}^{n_B} |\mathbf{p}_t^i|. \quad (1)$$

Было предложено [12] исследовать три типа корреляций: $n - n$, корреляции между множественностями заряженных частиц, $p_t - p_t$, корреляции между значениями среднего поперечного импульса, и $p_t - n$, корреляции между средним поперечным импульсом в одном быстройном окне и множественностью заряженных частиц в другом быстройном окне.

К сожалению, коэффициент, включающий множественность, зависит от так называемых объемных флуктуаций, возникающих из-за флуктуаций объема области взаимодействия (например, числа образующихся струн) от события к событию. Одним из возможных способов исключения вклада «объемных» флуктуаций и получения информации о свойствах объектов, образующихся на начальной стадии сильного взаимодействия, является использование сильноинтенсивных переменных [13] — таких переменных, значение которых не зависит ни от объема взаимодействия, ни от его флуктуаций.

Общие методы построения таких наблюдаемых исследовались в работе [13]. В ней, в частности, было показано, что в рамках определенного класса статистических моделей, рассмотренных в работе, величина

$$\Sigma(A, B) \equiv \frac{\langle A \rangle \omega_B + \langle B \rangle \omega_A - 2 \text{cov}(A, B)}{\langle A \rangle + \langle B \rangle}, \quad (2)$$

составленная из любых двух экстенсивных величин A и B , является сильноинтенсивной переменной. В этой формуле $\langle A \rangle$ и $\langle B \rangle$ — средние значения величин A и B , ω_A и ω_B — их приведенные дисперсии:

$$\omega_A \equiv \frac{D_A}{\langle A \rangle} = \frac{\langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2}{\langle A \rangle}, \quad \omega_B \equiv \frac{D_B}{\langle B \rangle} = \frac{\langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2}{\langle B \rangle}, \quad (3)$$

$\text{cov}(A, B)$ — коррелятор этих переменных:

$$\text{cov}(A, B) = \langle AB \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle. \quad (4)$$

Позднее в работе [14] было предложено при построении переменной Σ по формуле (2) использовать в качестве этих экстенсивных переменных A и B значения числа частиц n_F и n_B , регистрируемых в данном событии в двух интервалах быстрой частиц, в так называемых окнах наблюдения, условно называемых передним (forward) и задним (backward).

В дальнейшем мы ограничимся случаем симметричных реакций, к которым, в частности, относится изучаемое pp -взаимодействие, и одинаково-

вых, $\delta y_F = \delta y_B = \delta y$, симметрично расположенных относительно $y = 0$ быстрых интервалов наблюдения. В этом случае

$$\langle n_F \rangle = \langle n_B \rangle = \langle n \rangle, \quad D_{n_F} = D_{n_B} = D_n, \quad \omega_{n_F} = \omega_{n_B} = \omega_n = \frac{D_n}{\langle n \rangle}. \quad (5)$$

Тогда (2) может быть переписана в более простом виде:

$$\Sigma[n_F, n_B] = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n_F n_B \rangle}{\langle n \rangle}. \quad (6)$$

Для случая симметричной реакции и симметрично выбранных окон равной ширины можно получить следующую связь между коэффициентом корреляции b_{nn} и сильноинтенсивной переменной $\Sigma[n_F, n_B]$:

$$b_{nn}(\Delta y) = 1 - \frac{\Sigma[n_F, n_B](\Delta y)}{\omega_n}. \quad (7)$$

Формула (7) использована для анализа зависимости коэффициента корреляции b_{nn} от расстояния между окнами наблюдения.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ $\Sigma[n_F, n_B]$ И b_{nn} НА РЕШЕТКЕ

В рамках модели с конечной решеткой на поперечной плоскости показано [15], что Σ равна сумме переменных Σ_η , введенных для кластера струн в одной ячейке с некоторыми весовыми коэффициентами $\alpha(\eta)$:

$$\begin{aligned} \Sigma[n_F, n_B] &= \sum_{\eta=1}^{\infty} \alpha(\eta) \Sigma_\eta(\mu_F, \mu_B), \\ \Sigma_\eta(\mu_F, \mu_B) &= 1 + \langle \mu \rangle_\eta [J_{FF}^\eta - J_{FB}^\eta]. \end{aligned} \quad (8)$$

Весовые коэффициенты представляют собой среднюю долю частиц, образовавшихся в результате распада кластера. J_{FF}^η и J_{FB}^η выражаются через стандартным образом введенные одночастичную функцию распределения частиц (адронов) $\lambda_\eta(y)$, образующихся при фрагментации такой струны, и двухчастичную (парную) корреляционную функцию $\Lambda_\eta(y_1, y_2)$, характеризующую корреляции между частицами, образующимися от распада данной струны [15]:

$$J_{FB}^\eta \equiv \frac{1}{\langle \mu_F \rangle_\eta \langle \mu_B \rangle_\eta} \int_{\delta y_F} dy_1 \int_{\delta y_B} dy_2 \lambda_\eta(y_1) \lambda_\eta(y_2) \Lambda_\eta(y_1, y_2), \quad (9)$$

$$J_{FF}^\eta \equiv \frac{1}{\langle \mu_F \rangle_\eta^2} \int_{\delta y_F} dy_1 \int_{\delta y_F} dy_2 \lambda_\eta(y_1) \lambda_\eta(y_2) \Lambda_\eta(y_1, y_2). \quad (10)$$

Аналогично можно получить следующее выражение для приведенной дисперсии числа частиц ω_n через ω_μ^η , введенную для струнного кластера

$$\omega_n = \sum_{\eta=1}^{\infty} \alpha(\eta) \omega_\mu^\eta + \sum_{C_\eta} P(C_\eta) \frac{\langle n \rangle_{C_\eta}^2}{\langle n \rangle} - \langle n \rangle, \quad \omega_{n_i}^{\eta_i} = 1 + \langle n_i \rangle_{\eta_i} J_{\text{FF}}^{\eta_i}. \quad (11)$$

Здесь $\langle n_i \rangle_{\eta_i} = \mu_0 \delta y \sqrt{\eta_i}$ — средняя множественность заряженных частиц, рожденных при распаде кластера из η_i струн в i -й ячейке в быстротном интервале δy [16].

Если окна наблюдения δy_F и δy_B выбраны в центральной области быстрот так, что все образующиеся струны дают вклад сразу в оба этих быстротных интервала, то, в силу локальности сильного взаимодействия в пространстве быстрот и вытекающей из нее однородности распределения частиц от фрагментации струны по быстройте, имеет место трансляционная инвариантность по быстройте. Это приближение хорошо работает при энергиях БАК, когда формирующиеся струны дают вклад в достаточно широкий интервал быстроты. Если двухчастичная (парная) корреляционная функция $\Lambda_\eta(\Delta y)$ была выбрана в простейшем виде

$$\Lambda_\eta(\Delta y) = \Lambda_0^\eta \exp\left(-\frac{|\Delta y|}{y_{\text{corr}}^{(\eta)}}\right), \quad (12)$$

то в рамках описанных выше предположений интегралы J_{FF}^η и J_{FB}^η могут быть вычислены явно:

$$J_{\text{FF}}^\eta = \frac{2\Lambda_0^\eta}{(\delta y)^2} y_{\text{corr}}^{(\eta)} \left(\delta y - y_{\text{corr}}^{(\eta)} \left(1 - \exp\left(-\frac{\delta y}{y_{\text{corr}}^{(\eta)}}\right) \right) \right), \quad (13)$$

$$J_{\text{FB}}^\eta = \frac{\Lambda_0^\eta (y_{\text{corr}}^{(\eta)})^2}{(\delta y)^2} \exp\left(-\frac{\Delta y}{y_{\text{corr}}^{(\eta)}}\right) \left(\exp\left(-\frac{\delta y}{y_{\text{corr}}^{(\eta)}}\right) + \exp\left(\frac{\delta y}{y_{\text{corr}}^{(\eta)}}\right) - 2 \right). \quad (14)$$

Согласно [17] мы предположили следующую зависимость параметров корреляционной функции струнного кластера от η :

$$y_{\text{corr}}^{(\eta)} = \frac{y^{(1)}}{\sqrt{\eta}}, \quad \Lambda_0^{(\eta)} = \text{const}. \quad (15)$$

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

Отметим, что ранее [18, 19] значение $\mu_0 = 0,7$ было выбрано для описания множественности всех частиц, т.е. с импульсами $0 < p_t < \infty$. Экспериментальное распределение по p_t дает, что частиц в интервале $0,3 < p_t < 1,5$ ГэВ будет 58%, что дает $\mu_0(0,3 < p_t < 1,5) = 0,7 \cdot 0,58 = 0,41$, что не было учтено ранее.

Фиксация параметров (15), характеризующих кластеры с различным числом слившихся струн, производилась путем сравнения с экспериментальными данными коллаборации ALICE [20]: $y_{\text{сорт}}^{(1)} = 2,7$, $\Lambda_0^{(1)} = 0,8$.

Результаты для сильноинтенсивной переменной $\Sigma(n_F, n_B)$ зависят от произведения $\mu_0 \Lambda_0^{(1)}$, поэтому, одновременно с изменением μ_0 в результате учета распределения частиц по p_t , необходимо также изменить значение параметра $\Lambda_0^{(1)}$ так, чтобы произведение сохранилось. Скорректируем параметры следующим образом:

$$\mu_0(0,3 < p_t < 1,5) = 0,41, \quad y_{\text{сорт}}^{(1)} = 2,7, \quad \Lambda_0^{(1)} = 1,36. \quad (16)$$

Параметры (16) использованы для дальнейших вычислений.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для вычисления входящей в (7) величины $\Sigma[n_F, n_B]$ использовалось ее выражение через Σ_η (8). Для расчета приведенной дисперсии ω_n на решетке была использована формула (11). Таким образом, для вычисления требуются только значения η_i — число струн в каждой ячейке решетки.

Для расчета весовых коэффициентов $\alpha(k)$ сначала проводилось моделирование распределения первичных струн в поперечной плоскости с учетом реальных условий pp -столкновения с помощью алгоритма Монте-Карло, разработанного в [18, 19] согласно методике, предложенной в работе [21]. Далее моделировался процесс слияния первичных струн и образования струнных кластеров вводом конечной решетки в плоскости прицельного параметра.

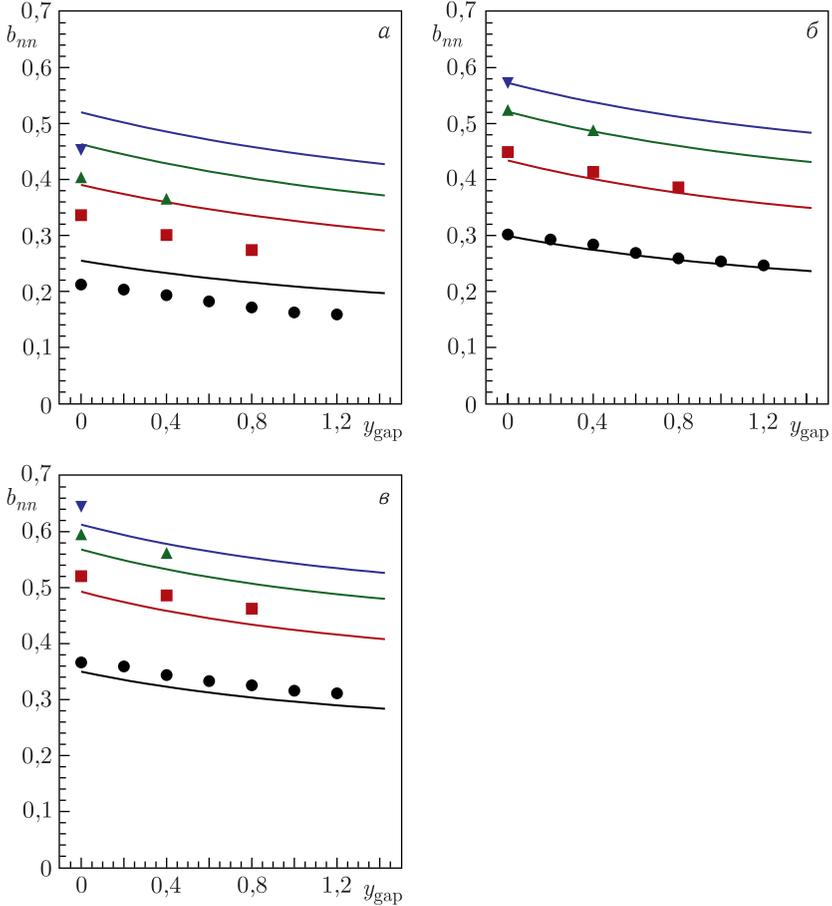
При моделировании распределения струн в плоскости прицельного параметра мы использовали следующие значения параметров:

$$\Delta = 0,2, \quad \alpha' = 0,05 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad \gamma_{pp} = 1,035 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad R_{pp}^2 = 3,3 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad C = 1,5. \quad (17)$$

На рисунке представлена зависимость коэффициента корреляции b_{nn} от расстояния по быстрой между окнами y_{gap} для энергий 0,9, 2,76, 7 ТэВ.

Исследуемая модель с образованием струнных кластеров качественно описывает поведение b_{nn} : уменьшение b_{nn} с ростом расстояния между окнами y_{gap} , увеличение b_{nn} с ростом энергии, установление нелинейной зависимости b_{nn} от ширины окна Δy .

Однако мы видим, что исследуемая модель не дает идеального численного описания абсолютной величины коэффициента корреляции b_{nn} . Возможная причина заключается в том, что при выбранных значениях параметров (17) наша модель дает большое значение приведенной дисперсии общего числа начальных струн в событии, что приводит к большому значению дисперсии числа заряженных частиц. Учет процессов



Коэффициент корреляции b_{nn} как функция расстояния по быстройре между окнами y_{gap} для энергий 0,9 (а), 2,76 (б), 7 ТэВ (в). Линии — результат вычислений Монте-Карло для окон шириной $\delta y = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$ (снизу вверх). Точки — экспериментальные значения, полученные коллаборацией ALICE [20] путем анализа данных о выходах заряженных частиц с поперечными импульсами, принадлежащими интервалу 0,3–1,5 ГэВ/с при pp -столкновениях для ширин окон 0,2 (кружки), 0,4 (квадраты), 0,6 (треугольники вверх), 0,8 (треугольники вниз)

слияния струн значительно уменьшает значение приведенной дисперсии числа заряженных частиц по сравнению с моделью одинаковых невзаимодействующих струн. Численно это уменьшение позволяет получить точные экспериментальные значения b_{nn} только для начальной энергии 2,76 ТэВ. При энергии 0,9 ТэВ это уменьшение оказывается недостаточ-

ным, а при энергии 7 ТэВ, наоборот, избыточным. Для решения этой проблемы, видимо, необходим пересмотр реджевских параметров (17). Мы оставляем систематический анализ этого вопроса для будущих исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный ранее [18, 19] алгоритм Монте-Карло применен для вычисления коэффициента корреляции между множественностями b_{nn} (7) заряженных частиц в рамках модели со слиянием струн на решетке.

Показано, что используемая модель со струнными кластерами описывает основные черты поведения коэффициента корреляции b_{nn} : его увеличение с ростом начальной энергии, уменьшение при увеличении быстротного расстояния между окнами наблюдения и нелинейную зависимость от ширины быстротного окна. Однако точного количественного описания экспериментальных данных для всех начальных энергий получить не удастся.

Для решения этой проблемы требуется пересмотр реджевских параметров (17), которые используются в нашей модели для нахождения конфигураций начальных струн до учета процессов их слияния. При этом необходимо обеспечить одновременное описание большого набора экспериментальных данных при различных энергиях, к которому относятся полное, упругое и дифракционное сечения, значение множественностей, величина корреляций и флуктуаций между различными наблюдаемыми. Это представляет собой трудоемкую и важную задачу, которую мы рассматриваем как предмет наших будущих исследований.

Исследование выполнено в рамках проекта Санкт-Петербургского государственного университета ID 94031112.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kaidalov A. B.* The Quark-Gluon Structure of the Pomeron and the Rise of Inclusive Spectra at High Energies // *Phys. Lett. B.* 1982. V. 116, No. 6. P. 459–463.
2. *Capella A., Sukhatme U., Tan C.-I., Thanh Van J. T.* Dual Parton Model // *Phys. Rep.* 1994. V. 236, No. 4–5. P. 225–329.
3. *Casher A., Kogut J., Susskind L.* Vacuum Polarization and the Absence of Free Quarks // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 10, No. 2. P. 732–745.
4. *Cea P., Cosmai L., Cuteri F., Papa A.* Flux Tubes in the QCD Vacuum // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95, No. 11. P. 114511.
5. *Biro T. S., Nielsen H. B., Knoll J.* Color Rope Model for Extreme Relativistic Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1984. V. 245. P. 449–468.
6. *Bialas A., Czyz W.* Conversion of Color Field into $Q\bar{Q}$ Matter in the Central Region of High-Energy Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1986. V. 267. P. 242–252.

7. Braun M. A., Pajares C. Particle Production in Nuclear Collisions and String Interactions // Phys. Lett. B. 1992. V. 287. P. 154–158.
8. Braun M. A., Pajares C. A Probabilistic Model of Interacting Strings // Nucl. Phys. B. 1993. V. 390. P. 542–558.
9. Vechernin V. V., Kolevatov R. S. Simple Cellular Model of Long-Range Multiplicity and p_t Correlations in High-Energy Nuclear Collisions. arXiv:hep-ph/0304295.
10. Vechernin V. V., Kolevatov R. S. Cellular Approach to Long-Range p_t and Multiplicity Correlations in the String Fusion Model. arXiv:hep-ph/0305136.
11. Braun M. A., Kolevatov R. S., Pajares C., Vechernin V. V. Correlations between Multiplicities and Average Transverse Momentum in the Percolating Color Strings Approach // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 32. P. 535–546.
12. ALICE Collab. ALICE: Physics Performance Report. V. II // J. Phys. G. Nucl. Part. Phys. 2006. V. 32. P. 1295–2040.
13. Gorenstein M. I., Gazdzicki M. Strongly Intensive Quantities // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 014904; arXiv:1101.4865 [nucl-th].
14. Andronov E. Influence of the Quark-Gluon String Fusion Mechanism on Long-Range Rapidity Correlations and Fluctuations // Theor. Math. Phys. 2015. V. 185. P. 1383–1390.
15. Belokurova S. N., Vechernin V. V. Strongly Intensive Variables and the Long-Range Correlations in the Model with a Lattice in Transverse Plane // Theor. Math. Phys. 2019. V. 200. P. 1094–1109.
16. Braun M. A., Pajares C. Implications of Colour-String Percolation on Multiplicities, Correlations, and the Transverse Momentum // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 16, No. 2. P. 349–359; arXiv:hep-ph9907332.
17. Vechernin V. Short- and Long-Range Rapidity Correlations in the Model with a Lattice in Transverse Plane // Eur. Phys. J. Web Conf. B. 2018. V. 191. P. 04011.
18. Belokurova S. N., Vechernin V. V. Strongly Intensive Observables as a Tool for Studying Clusters of Quark-Gluon Strings in Relativistic Hadron Interactions // Phys. Part. Nucl. 2023. V. 54, No. 3. P. 536–541.
19. Belokurova S. Study of Strongly Intense Quantities and Robust Variances in Multi-Particle Production at LHC Energies // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53, No. 2. P. 154–158.
20. Erokhin A. (ALICE Collab.). Forward-Backward Multiplicity Correlations with Strongly Intensive Observables in pp Collisions. <https://indico.cern.ch/event/854124/contributions/4134683/>.
21. Vechernin V., Lakomov I. The Dependence of the Number of Pomerons on the Impact Parameter and the Long-Range Rapidity Correlations in pp Collisions // PoS. BaldinISHEPPXXI. 2012. P. 072; arXiv:1212.2667 [nucl-th].